Critical Regimeにおける ESR 及び sound Attenuation

岡 本 寿 夫（九大）

昨日，森先生によって紹介された拡張された連分数展開法の一つの簡単な応用例として Tc 近傍における ESR の巾の異常及び超音波吸収の異常を考えてみた。

§ 1. ESR

先づ，系のハミルトニアンとして一軸性異方性をもつハイゼンベルク強磁性体を考える。

$$H = -\sum_{i,j} J_{ij} S_i \cdot S_j - D\sum_i (S_i^z)^2 + g\mu_B H \sum_i S_i^z ,$$

このとき問題は $S_k^+(t)$ の自己相関函数のラプラス変換 $\Xi_{k=0}$ $(z=i\omega)$ の poles を求めることに帰着させられるのであるが，次の二つの場合に分けて考える。

(i) $\omega \approx \omega_H$, ($\omega_H = g\mu_B H$)

これは通常の ESR の実験に相当しており，そのときの吸収線の巾 γ は

$$\gamma \propto \eta^{-\frac{3}{2}} , \quad (\text{Ferro})$$

$$\propto \eta^{-\frac{5}{2}} , \quad (\text{Antiferro})$$

で与えられ $T \to T_c$ で異常に増大することが分る。

次に ω を ω_H のまわりで大きく変化させた場合既ち $T \to T_c$ のときの吸収曲線・$\mathrm{Re}\,\Xi(i\omega)$ について考えてみる。

(ii) $\omega - \omega_H \simeq \gamma$, (Ferro .)

この場合には Fig . 1 からみても明らかなように critical regime の影響が実験的にも観測される場合であると考えられ，その結果吸収曲線は(i)の場合のような Lorentzian とは異なったものとなり，Fig . 2 にみるように ω_H の両側に比較的鋭いピークが現われる。

つまり，Fig．2において中央のピークは(I)で与えられた異常に増大する巾の上限γ_{max} ＝0.544△，をもっておりその外側にあたかも反強磁性共鳴を思わせるようなピークか現われている。

§2. Sound Attenuation，

超音波吸収の実験においては$\varepsilon \to 0$とする過程においてFerro．,Antiferroのいずれの場合にも共通に$\varepsilon \lesssim 10^{-2} \sim 10^{-3}$ の付近で突然critical exponent　nか小さな値になることか知られている。（Fig．3)．

このことはcritical regime の存在を持ち出すまでもなく，次のように考えればよさそうである。超音波の吸収係数α_k は温度に強く依存する部分だけぬき出して，連分数展開表示で書けば

$$\alpha_k \propto \sum_q \sum_{\alpha\beta} \frac{(A_q^\alpha, A_q^{\beta *})}{i(\omega-\omega_q^{\alpha\beta})+\varphi_q^{\alpha\beta}(i\omega)+\varphi_{ph}(i\omega)},$$

$$A_q^\alpha = \frac{1}{1+|\alpha|} \cdot \frac{1}{N} S_q^\alpha S_{-q-k}^{-\alpha}, \quad (\alpha\ \beta = +1,\ 1,\ 0)$$

$$\omega_q^{\alpha\beta} \cong \alpha\ |\beta| \cdot \frac{SzJ}{3h} \sigma b^2 \ (k \cdot q), \quad \sigma = -\frac{\langle S_0^z \rangle}{NS},$$

となり，こゝで$\varphi_q^{\alpha\beta}(i\omega)$は$q \to 0$，$\kappa \to 0$のときslowing down する様なものであり，$\varphi_{ph}(i\omega)$は$T \gtrsim Tc$ で存在するthermal phononによって散乱されるspin波のmean free time の逆数に相当するものであって，今はある小さな定数と考える。このとき，TかT_c に近づくに従ってα_kには次の3つの場合か考えられる。

(i) $k \ll \kappa$，$\varphi_{ph}(i\omega) \ll \varphi_q^{\alpha\beta}(i\omega)$，

(ii) $k \ll \kappa$，$\varphi_{ph} \gg \varphi_q^{\alpha\beta}$，

(iii) $k \gg \kappa$，でかつ，$\omega-\omega_q^{\alpha\beta}$か無視できない場合，

（磁性体の熱伝導度を求める際にはこの様な状況をも考慮しなければならない。）

更に，Spin の4体相関函数はエネルギー密度の揺ぎに対応しているので比熱Cを使って

$$(A_q^{\alpha},\ A_{q'}^{\beta *}) \propto \delta_{q,q'} \frac{C}{q^3} f\left(\frac{q}{\kappa}\right),$$

と書けば α_k は次表の通りである。

	(i)	(ii)	
Ferro	$C^2 \kappa^{-3} k^2$	$C k^2$	$\dfrac{C k^{\frac{q}{2}} \kappa}{(\omega-\omega_k)^2 + k^5 \kappa^2}$
Antiferro	$C^2 \kappa^{-1} k^2$	$C k^2$	$\dfrac{C k^{\frac{5}{2}} \kappa}{(\omega-\omega_k)^2 + k^3 \kappa^2}$

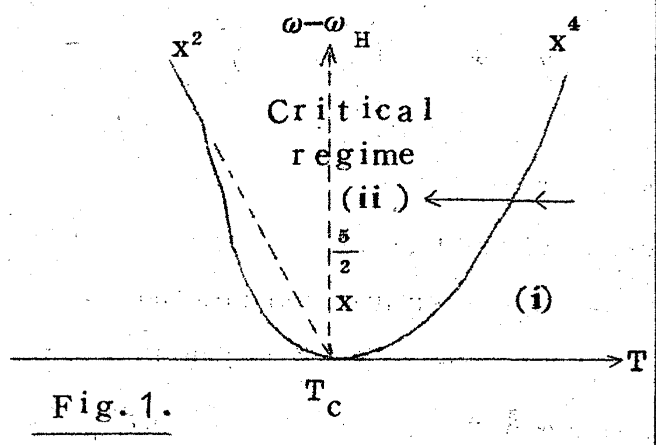

Fig. 1.

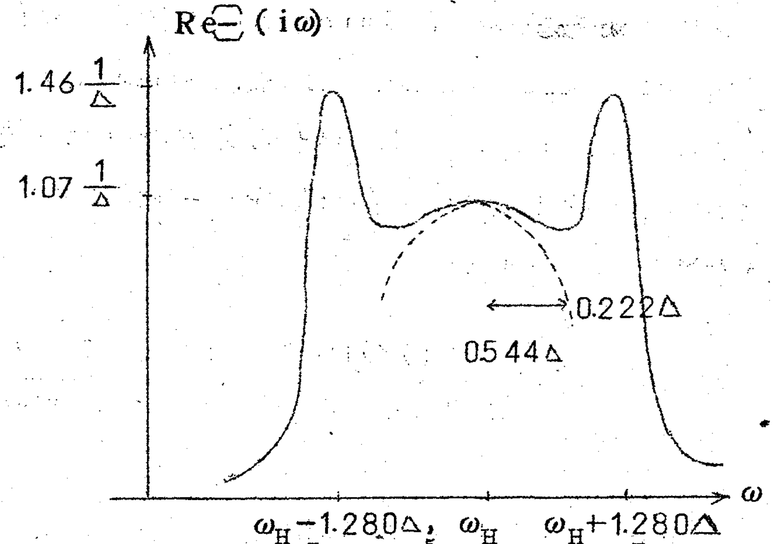

Fig. 2. $\Delta \simeq \frac{J}{\hbar}(\kappa_D b)^{-\frac{5}{2}}$, $\kappa_D b \equiv \frac{D}{zJ}$

Fig. 3.